

Таким образом, на примере бактерий *E. coli* показана эффективность метода регистрации дифференциальных термограмм с помощью микротерморезисторов для ускоренной оценки жизнеспособности интактной и инактивированной популяции используемой тест-культуры.

Установлено, что жизнеспособность бактерий в среде ТСБ при температуре 37 °С проявляется в эндотермическом характере метаболизма относительно контроля и экзотермическом – при температуре 30 °С. Метод позволяет оценить жизнеспособность бактерий в течение 80 мин при плотности популяции в пределах 10^3 КОЕ/мл.

Определено также, что в 5 % растворе глюкозы тип метаболизма в зависимости от температуры по отношению к питательной среде ТСБ является противоположным при той же чувствительности и продолжительности измерений.

Показано, что метаболизм бактерий в 5 % растворе глюкозы при температуре 30 °С, в отличие от среды ТСБ при данной температуре, проходит при значительно меньших показателях уровня дифференциальной температуры в измерительной ячейке, при этом они являются соизмеримыми величинами для используемых питательных сред при температуре 37 °С.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Biomedical Use of Isothermal Microcalorimeters / O. Braissant [et al.] // Sensors. 2010. Vol. 10. P. 9369–9383.
2. Shapiro H. M. Microbial analysis at the single-cell level: tasks and techniques // J. Microbiol. Methods. 2000. Vol. 42. P. 3–16.
3. Double-staining method for differentiation of morphological changes and membrane integrity of *Campylobacter coli* cells / J. L. Alonso [et al.] // Appl. Environ. Microbiol. 2002. Vol. 68. P. 5151–5154.
4. Кальве Э., Прат А. Микрокалориметрия. М., 1963.
5. Полевая У. В., Вахитов Т. Я., Яковлева Е. П. Штаммоспецифические особенности в составе и динамике карбоновых кислот при выращивании бактерий *ESHERICHIA COLI* и *SALMONELLA ENTERITIDIS* // Науч. журн. КубГАУ. 2012. № 77 (03). С. 1–15.

Поступила в редакцию 24.09.2014.

Александр Иванович Дραπεза – кандидат технических наук, заведующий научно-исследовательской лабораторией биоаналитических систем кафедры биофизики физического факультета БГУ.

Надежда Викторовна Плешко – младший научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории биоаналитических систем кафедры биофизики физического факультета БГУ.

Валерий Александрович Лобан – кандидат технических наук, ведущий научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории биоаналитических систем кафедры биофизики физического факультета БГУ.

Геннадий Алексеевич Скороход – кандидат медицинских наук, заведующий научно-исследовательской лабораторией внутрибольничных инфекций научно-исследовательской части Белорусского государственного медицинского университета.

Елена Ивановна Гудкова – кандидат медицинских наук, руководитель научно-исследовательской части Белорусского государственного медицинского университета.

УДК 539.12

Е. В. ДЫДЫШКО, Х. Г. СУАРЕС, Н. М. ШУМЕЙКО

ЭЛЕКТРОСЛАБАЯ РАДИАЦИОННАЯ ПОПРАВКА ПОРЯДКА $O(\alpha)$ ДЛЯ ПРОЦЕССА ДРЕЛЛА – ЯНА С НЕЙТРАЛЬНЫМ ТОКОМ

Представлен аналитический расчет электрослабой радиационной поправки порядка $O(\alpha)$ к борновскому сечению процесса Дрелла – Яна при малых ($M = 50\text{--}350$ ГэВ) и больших ($M = 1\text{--}5$ ТэВ) значениях инвариантной массы лептонной пары M . Численный анализ проведен применительно к экспериментам на Большом адронном коллайдере. Результаты расчетов показывают, что поправка велика (~80 % для мюонной пары) в области $M = 50\text{--}95$ ГэВ и практически полностью определяется вкладом излучения в конечном состоянии (FSR). В области 120–160 ГэВ поправка мала (порядка 5 %), но все же больше экспериментальных неопределенностей на LHC. В области $M = 1\text{--}5$ ТэВ абсолютное значение поправки растет и достигает 30 % на верхней границе, что указывает на необходимость исследования вкладов более высокого порядка.

Ключевые слова: Дрелл – Ян; электрослабая радиационная поправка; LHC; инвариантная масса; нейтральный ток; лептонная пара.

The analytical calculations of the electroweak radiative corrections at $O(\alpha)$ to the Born level cross section of the Drell – Yan process for low ($M = 50\text{--}350$ GeV) and high ($M = 1\text{--}5$ TeV) values of the lepton pair invariant mass are presented. This numerical analysis was performed for the experimental conditions at LHC. As demonstrated by the calculations, the electroweak correction to the cross section is large (~80 % for the muon pair) in the region of $M = 50\text{--}95$ GeV and in fact is practically completely determined by a contribution from the final state radiation (FSR). For the region 120–160 GeV, the correction is small (about 5 %) but greater than the experimental uncertainties attained at LHC. In the region of $M = 1\text{--}5$ TeV the absolute value of the correction is growing and approaches 30 % at the upper limit, pointing to the necessity of further investigations of the higher order contributions.

Key words: Drell – Yan process; electroweak radiative correction; LHC; invariant mass; neutral current; lepton pair.

Процесс Дрелла – Яна (ДЯ) [1–3] необходим для выполнения многих измерений на Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider, LHC). На ранних стадиях работы коллайдера этот процесс использовался для калибровки детекторов и измерения светимости [4, 5]. Он применяется также для извлечения партонных функций распределения (ПФР) [6], уточнения параметров Стандартной модели [7, 8], служит инструментом поиска эффектов «новой физики»: дополнительных калибровочных бозонов [9], пространственных измерений [10] и т. д.

Для выполнения с достаточной точностью намеченных исследований на LHC необходим учет радиационных эффектов [11], которые могут быть индуцированы как электрослабым (ЭС), так и сильным (КХД) взаимодействиями.

Цель настоящей работы – исследование ЭС-радиационной поправки (РП) порядка $O(\alpha)$ к сечению процесса ДЯ. На эту тему опубликовано большое количество работ [12–17]. Главная отличительная черта данной работы состоит в том, что в ней представлены аналитические результаты, точные для ультрарелятивистских фермионов. Их выражения приведены в компактном виде и могут быть использованы для создания быстрых численных программ и Монте-Карло генераторов.

Как известно, процесс ДЯ – это процесс рождения лептонной пары в адронных столкновениях через промежуточный нейтральный бозон

$$p(P_A) + p(P_B) \xrightarrow{\gamma, Z} l(p_3) + \bar{l}(p_4) + X(p_X).$$

Сечение этого процесса в рамках кварк-партонной модели можно представить в виде

$$\sigma_{AB} = \sum_q \int_0^1 dx_1 f_q^A(x_1, Q^2) \int_0^1 dx_2 f_{\bar{q}}^B(x_2, Q^2) \hat{\sigma},$$

где $f_{q(\bar{q})}^{A(B)}(x, Q^2)$ – ПФР кварка q (антикварка \bar{q}) в протоне А (В); $\hat{\sigma}$ – сечение подпроцесса кварк-антикварковой аннигиляции. Сечение $\hat{\sigma}$ с учетом вклада РП представим в виде суммы

$$\hat{\sigma} = \hat{\sigma}^B + \hat{\sigma}^V + \hat{\sigma}^R,$$

где $\hat{\sigma}^B$ – борновский вклад, т. е. сечение подпроцесса

$$q(p_1) + \bar{q}(p_2) \rightarrow l(p_3) + \bar{l}(p_4);$$

а $\hat{\sigma}^V$ и $\hat{\sigma}^R$ – V-вклад и R-вклад соответственно.

Борновское сечение $\hat{\sigma}^B$ в наших обозначениях имеет вид

$$\hat{\sigma}^B(y) \equiv \frac{d\hat{\sigma}^B}{dy} = \frac{\pi\alpha^2}{3s} \frac{\Lambda_1^B t^2 + \Lambda_2^B u^2}{s^2}, \quad y = -\frac{t}{s}.$$

Здесь и далее α – постоянная тонкой структуры; s, t, u – мандельштамовские переменные, определенные как $s = (p_1 + p_2)^2$, $t = (p_1 - p_3)^2$, $u = (p_1 - p_4)^2$, $p_1 = x_1 P_A$ и $p_2 = x_2 P_B$ – 4-импульсы кварка и антикварка. Функции Λ^B определены следующим образом:

$$\Lambda_1^B = |D_{+-}^B|^2 + |D_{-+}^B|^2, \quad D_{ab}^B = Q(q)Q(l) + g_a(q)g_b(l)\chi_Z(s),$$

$$\Lambda_2^B = |D_{++}^B|^2 + |D_{--}^B|^2, \quad \chi_Z(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z}.$$

Индексы a, b пробегает значения $\{+, -\}$, $M_Z\Gamma_Z$ – масса и ширина распада Z-бозона. Константы связи нейтрального слабого тока

$$g_+(f) = -\frac{s_w}{c_w}Q(f), \quad g_-(f) = g_+(f) + \frac{T_3^w(f)}{s_w c_w}$$

выражаются через $Q(f)$ и $T_3^w(f)$ – заряд и проекцию слабого изоспина фермиона f , $s_w(c_w)$ – синус (косинус) угла Вайнберга.

Вклад диаграмм с дополнительной виртуальной частицей представим в форме, аналогичной борновскому сечению:

$$\sigma^V(y) = \frac{\pi\alpha^2}{3s} \frac{\Lambda_1^V t^2 + \Lambda_2^V u^2}{s^2},$$

где

$$\begin{aligned}\Lambda_1^V &= 2\text{Re} \left[D_{+-}^{*B} D_{+-}^V + D_{-+}^{*B} D_{-+}^V \right], & D_{ab}^V &= D_{ab}^{\text{SE}} + D_{ab}^{\text{VF}} + D_{ab}^{\text{BX}} + D^{\text{WW}} \delta_{a,-} \delta_{b,-}, \\ \Lambda_2^V &= 2\text{Re} \left[D_{++}^{*B} D_{++}^V + D_{--}^{*B} D_{--}^V \right],\end{aligned}$$

Эти функции включают вклад собственной энергии, вершинных диаграмм и боксов. Поправку к собственным энергиям промежуточных бозонов можно представить в виде

$$\begin{aligned}D_{ab}^{\text{SE}} &= Q(q) F_b^{\text{SE}}(l) + g_a(q) G_b^{\text{SE}}(l) \chi_Z(s); \\ F_{\pm}^{\text{SE}}(l) &= -Q(l) \Pi_{\gamma\gamma}(s) + g_{\pm}(l) \Pi_{Z\gamma}(s); \\ G_{\pm}^{\text{SE}}(l) &= +Q(l) \Pi_{\gamma Z}(s) - g_{\pm}(l) \Pi_{ZZ}(s).\end{aligned}$$

Поляризационные операторы

$$\Pi_W(s) = \frac{\Sigma_W(s)}{s}, \quad \Pi_{\gamma Z}(s) = \frac{\Sigma_{\gamma Z}(s)}{s}, \quad \Pi_{ZZ}(s) = \frac{\Sigma_{ZZ}(s)}{s} \chi_Z(s), \quad \Pi_{Z\gamma}(s) = \Pi_{\gamma Z}(s) \chi_Z(s)$$

выражаются через собственно энергетические функции Σ , которые вычислены нами в схеме перенормировок на массовой поверхности, описанной в [18].

Функции D^{VF} , включающие поправки к вершинам, имеют вид

$$D_{ab}^{\text{VF}} = F_a^{\text{VF}}(q) Q(l) + Q(q) F_b^{\text{VF}}(l) + \left[G_a^{\text{VF}}(q) g_b(l) + g_a(q) G_b^{\text{VF}}(l) \right] \chi_Z(s).$$

Величины $G_j^{\text{VF}}(F_i^{\text{VF}})$ также вычислены нами в схеме [18].

Удобно выделить вклад, содержащий инфракрасные (ИКР) и коллинеарные расходимости (КЛР), регуляризованные соответственно массой фотона λ и массой кварка m_q :

$$\sigma^{\text{VF, IR}} = \frac{\alpha}{\pi} Q(q)^2 \left[\log \frac{\lambda^2}{m_q^2} \left(\log \frac{s}{m_q^2} - 1 \right) - \frac{1}{2} \log^2 \frac{s}{m_q^2} + \frac{3}{2} \log \frac{s}{m_q^2} + \frac{2\pi^2}{3} - 2 \right] \sigma^{\text{B}}. \quad (1)$$

Для вклада двухбозонного обмена (боксов) имеем

$$D_{ab}^{\text{BX}}(s, t, u) = Q(q) Q(l) F_{ab}^{\text{BX}} + g_a(q) g_b(l) G_{ab}^{\text{BX}},$$

$$D^{\text{WW}}(s, t, u) = \frac{\alpha}{4\pi} g_w^4 s H_q(M_W, M_W),$$

где

$$F_{\pm\mp}^{\text{BX}} = -\frac{\alpha}{4\pi} s \left[Q(q) Q(l) H(\lambda, \lambda) + g_{\pm}(q) g_{\mp}(l) H(M_Z, \lambda) \right], \quad F_{\pm\pm}^{\text{BX}} = F_{\pm\mp}^{\text{BX}} \Big|_{t \leftrightarrow u};$$

$$G_{\pm\mp}^{\text{BX}} = -\frac{\alpha}{4\pi} s \left[Q(q) Q(l) H(\lambda, M_Z) + g_{\pm}(q) g_{\mp}(l) H(M_Z, M_Z) \right], \quad G_{\pm\pm}^{\text{BX}} = G_{\pm\mp}^{\text{BX}} \Big|_{t \leftrightarrow u}.$$

Здесь скалярные функции H определены следующим образом:

$$\begin{aligned}H(M_1, M_2) &= H_u(M_1, M_2) + H_d(M_1, M_2), \\ H_u(M_1, M_2) &= -4C_0(s, M_1, M_2) + 2uD_0(s, u, M_1, M_2); \\ H_d(M_1, M_2) &= 2 \frac{B_0(t) - B_0(s, M_1, M_2)}{u} + \\ &+ 2 \frac{t^2 + u^2 - s(M_1^2 + M_2^2)}{u^2} C_0(s, M_1, M_2) - \\ &- t \frac{t - u + M_1^2 + M_2^2}{u^2} (C_0(t, M_1) + C_0(t, M_2)) -\end{aligned}$$

$$- \frac{t \left((t + M_1^2 + M_2^2)^2 + u^2 \right) + 2M_1^2 M_2^2 u}{u^2} D_0(s, t, M_1, M_2),$$

где B_0, C_0, D_0 – скалярные однопетлевые интегралы, определенные в [19].

ИКР в боксах выделены в виде

$$D_{ab}^{\text{BX, IR}}(s, t, u) = \frac{\alpha}{\pi} Q(q) Q(l) D_{ab}^{\text{B}} \left(u C_0(u, \lambda^2) - t C_0(t, \lambda^2) \right) = \frac{\alpha}{2\pi} Q(q) Q(l) D_{ab}^{\text{B}} \log \frac{u}{t} \log \frac{tu}{\lambda^4}.$$

Важным моментом при расчете боксов является вычисление функции D_0 , которая в общем случае имеет чрезвычайно громоздкий вид. Однако в нашей ситуации есть возможность свести вычисление D_0 к C_0 с помощью функционального соотношения

$$D_0(s, t, M, M) = \frac{1}{t} C_0 \left(\frac{M^2}{t} (M^2 + t), s, \frac{M^2}{t} (M^2 + t), 0, M, M \right).$$

Во вкладе процесса излучения реального фотона на кварк-партоном уровне

$$q(p_1) + \bar{q}(p_2) \xrightarrow{\gamma, Z} l(p_3) + \bar{l}(p_4) + \gamma(k),$$

где k – 4-импульс реального фотона, выделим, как обычно, две части: вклад жестких и мягких фотонов. Вклад жестких фотонов имеет вид

$$\frac{d\sigma^{\text{H}}}{ds_1} = \frac{d\sigma^{\text{ISR}}}{ds_1} + \frac{d\sigma^{\text{FSR}}}{ds_1} + \frac{d\sigma^{\text{INT}}}{ds_1}, \quad (2)$$

где $s_1 = (p_3 + p_4)^2$. Для слагаемых в (2) мы получили выражения:

$$\frac{d\sigma^{\text{ISR}}}{ds_1} = \frac{\pi\alpha^2}{9s^2} \frac{\alpha}{4\pi} \frac{1}{s_1} \frac{s^2 + s_1^2}{s - s_1} Q(q)^2 \left[\Lambda_1^{\text{B}}(s_1) + \Lambda_2^{\text{B}}(s_1) \right] \left(\log \frac{s}{m_q^2} - 1 \right);$$

$$\frac{d\sigma^{\text{FSR}}}{ds_1} = \frac{\pi\alpha^2}{9s^2} \frac{\alpha}{4\pi} \frac{1}{s} \frac{s^2 + s_1^2}{s - s_1} Q(l)^2 \left[\Lambda_1^{\text{B}}(s) + \Lambda_2^{\text{B}}(s) \right] \left(\log \frac{s_1}{m_l^2} - 1 \right);$$

$$\frac{d\sigma^{\text{INT}}}{ds_1} = \frac{\pi\alpha^2}{9s^2} \frac{\alpha}{4\pi} \frac{s + s_1}{s - s_1} Q(l) Q(q) \left[\Lambda_1^{\text{B}}(s, s_1) - \Lambda_2^{\text{B}}(s, s_1) \right],$$

где m_l – масса лептона. В первом слагаемом присутствуют КЛР, которые факторизуются в ПФР, что эффективно сводится к вычитанию с помощью контрчлена [16]

$$\delta \left(\frac{ds^{\text{ISR}}}{ds_1} \right) = \frac{\alpha}{\pi} Q(q)^2 \frac{s^2 + s_1^2}{(s - s_1)^2} \left(\log \frac{\mu^2}{m_q^2} - 1 - 2 \log \frac{s - s_1}{s} \right) \sigma^{\text{B}}(s_1),$$

где μ^2 – масштаб факторизации, который удобно выбрать равным s_1 . После вычитания получаем

$$\frac{d\sigma^{\text{ISR}}}{ds_1} = \frac{\pi\alpha^2}{9s_1} \frac{\alpha}{4\pi} \frac{s - s_1}{s} \frac{s^2 + s_1^2}{(s - s_1)^2} Q(q)^2 \left[\Lambda_1^{\text{B}}(s_1) + \Lambda_2^{\text{B}}(s_1) \right] \log \frac{(s - s_1)^2}{s\mu^2}.$$

Для вклада мягких фотонов

$$\sigma^{\text{S}} = \sigma^{\text{S, ISR}} + \sigma^{\text{S, FSR}} + \sigma^{\text{S, INT}}$$

слагаемые в сумме можно представить как

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{S, ISR}} &= \frac{\alpha}{\pi} Q(q)^2 \left[\log \frac{w_{\text{sep}}^2}{s\lambda^2} \left(\log \frac{s}{m_q^2} - 1 \right) - \frac{1}{2} \log^2 \frac{s}{m_q^2} + \log \frac{s}{m_q^2} - \frac{\pi^2}{3} \right] \sigma^{\text{B}}; \\ \sigma^{\text{S, FSR}} &= \frac{\alpha}{\pi} Q(l)^2 \left[\log \frac{w_{\text{sep}}^2}{s\lambda^2} \left(\log \frac{s}{m_l^2} - 1 \right) - \frac{1}{2} \log^2 \frac{s}{m_l^2} + \log \frac{s}{m_l^2} - \frac{\pi^2}{3} \right] \sigma^{\text{B}}; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\sigma^{S, \text{INT}} = \frac{\alpha}{\pi} 2Q(q)Q(l) \left[\log \frac{t}{u} \log \frac{w_{\text{sep}}^2}{s\lambda^2} - \text{Li}_2\left(-\frac{u}{t}\right) + \text{Li}_2\left(-\frac{t}{u}\right) \right] \sigma^B,$$

где w_{sep} – параметр, разделяющий вклады жестких и мягких фотонов; Li_2 – функция дилогарифма. Контрчлен для вычитания КЛР имеет вид

$$\delta(\sigma^{S, \text{ISR}}) = \frac{\alpha}{\pi} Q(q)^2 \left[2 \log \frac{w_{\text{sep}}}{s} \left(\log \frac{\mu^2}{m_q^2} - 1 \right) - \frac{1}{2} \log^2 \frac{w_{\text{sep}}^2}{s^2} + \frac{3}{2} \log \frac{\mu^2}{m_q^2} + 2 \right] \sigma^B.$$

После суммирования (1), (3) и (4) получаем величину, не содержащую ни массу фотона λ , ни массы начальных кварков m_q ,

$$\sigma^{V, \text{IR}} + \sigma^{S, \text{ISR}} - \delta(\sigma^{S, \text{ISR}}) = \frac{\alpha}{\pi} Q(q)^2 \left[2 \log^2 \frac{w_{\text{sep}}}{s} + \frac{\pi^2}{3} - 4 \right] \sigma^B. \quad (4)$$

Боксы и интерференционная часть вклада мягких фотонов не содержат КЛР, а ИКР сокращаются в сумме

$$\sigma^{\text{BX, IR}} + \sigma^{S, \text{INT}} = \frac{\alpha}{\pi} Q(q)Q(l) \left[\log \frac{t}{u} \log \frac{w_{\text{sep}}^4}{s^2 t u} - 2 \text{Li}_2\left(-\frac{u}{t}\right) + 2 \text{Li}_2\left(-\frac{t}{u}\right) \right] \sigma^B.$$

Основным результатом, полученным в данной работе, является поправка к распределению по инвариантной массе, определяемая в виде

$$\delta = \frac{\sigma_{pp}^V + \sigma_{pp}^R}{\sigma_{pp}^B}.$$

Величины в числителе – порядка $O(\alpha^3)$, в то время как борновское сечение в знаменателе – $O(\alpha^2)$, следовательно, искомая величина действительно порядка $O(\alpha)$.

Расчеты проводились с использованием набора ПФР MRST2004nlo и следующих значений для констант: $\alpha = 1/137,035\,991\,1$; $M_Z = 91,188$ ГэВ; $\Gamma_Z = 2,49$ ГэВ; $M_H = 125$ ГэВ.

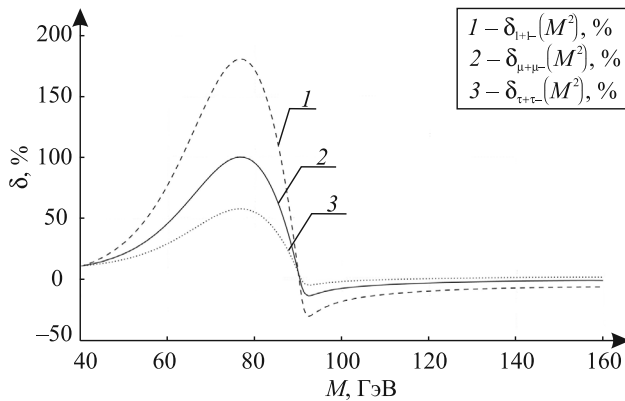


Рис. 1. Поправка δ в зависимости от массы лептонной пары M в области 40–350 ГэВ

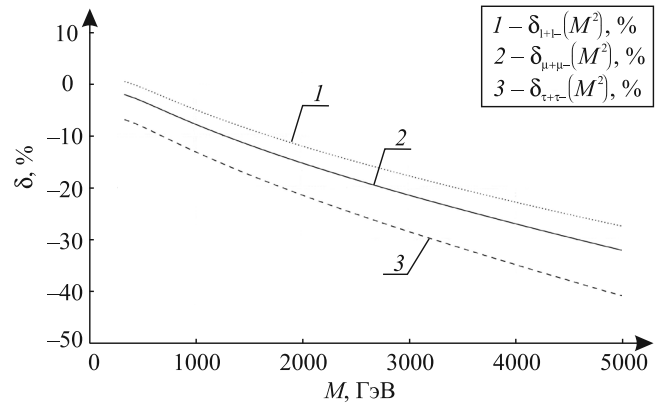


Рис. 2. Поправки δ в зависимости от массы лептонной пары M в области 1–5 ТэВ

Как следует из рис. 1, поправка δ велика (~80 % для мюонной пары) в области $M = 50\text{--}95$ ГэВ и практически полностью определяется вкладом излучения в конечном состоянии (FSR). В области 120–160 ГэВ поправка мала (порядка 5 %), но все же больше экспериментальных неопределенностей на ЛНС, а потому должна быть учтена при анализе данных. Из рис. 2 видно, что в области $M = 1\text{--}5$ ТэВ абсолютное значение поправки растет и достигает 30 % на верхней границе. Это указывает на необходимость исследования вкладов более высокого порядка.

Аналитические выражения, полученные в настоящей работе, имеют компактный вид и могут быть использованы для создания эффективных Монте-Карло генераторов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Drell S. D., Yan T. M. Massive lepton-pair production in hadron-hadron collisions at high energies // Phys. Rev. Letters. 1970. Vol. 25 (5). P. 316.
2. Measurement of the Drell – Yan cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV / S. Chatrchyan [et al.] // J. of High Energy Physics. 2011. Vol. 10. P. 1–41.
3. Measurement of the differential and double-differential Drell – Yan cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV / S. Chatrchyan [et al.] // J. of High Energy Physics. 2013. Vol. 12. P. 1–62.
4. Energy calibration and resolution of the CMS electromagnetic calorimeter in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV / S. Chatrchyan [et al.] // J. of Instrumentation. 2013. Vol. 8, № 9. P. 09009.
5. Alcaraz J. Early Electroweak Measurements in CMS and ATLAS // Proc. of 42nd Recontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories (10–17 Mar. 2007, La Thuile, Italy). La Thuile, 2007.
6. Study of Drell – Yan Di-muon Production with the CMS Detector / I. Belotelov [et al.]. Geneva, 2006.
7. Lanyov A., Shmatov S. Studies of high-mass Drell – Yan dimuon events in the CMS experiment // Nucl. Phys. B Proc. Suppl. 2007. Vol. 177. P. 302–304.
8. Combination of CDF and D0 W-Boson mass measurements / T. Aaltonen [et al.] // Phys. Rev. D. 2013. Vol. 88, № 5. P. 052018.
9. Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter // Phys. Letters B. 1998. Vol. 429, № 3. P. 263–272; Pomarol A., Mariano Quirós. The standard model from extra dimensions // Phys. Letters B. 1998. Vol. 438, № 3. P. 255–260; Randall L., Sundrum R. Large mass hierarchy from a small extra dimension // Phys. Rev. Letters. 1999. Vol. 83, № 17. P. 3370.
10. Kokorelis C. Exact standard model structures from intersecting D5-branes // Nucl. Phys. B. 2004. Vol. 677, № 1. P. 115–163.
11. Dittmaier S., Huss A., Schwinn C. Mixed QCD – electroweak $O(\alpha_s\alpha)$ corrections to Drell – Yan processes in the resonance region: Pole approximation and non-factorizable corrections // Nucl. Phys. B. 2014.
12. Mosolov V. A., Shumeiko N. M. Electromagnetic effects in Drell – Yan processes // Nucl. Phys. B. 1981. Vol. 186, № 3. P. 397–411; Soroko A., Shumeiko N. // Yad. Fiz. 1990. Vol. 52. P. 514.
13. Electroweak radiative corrections to neutral-current Drell – Yan processes at hadron colliders / U. Baur [et al.] // Phys. Rev. D. 2002. Vol. 65, № 3. P. 033007.
14. Gavin R., Li Y., Petriello F., Quackenbush S. FEWZ 2.0: A code for hadronic Z production at next-to-next-to-leading order // Comp. Phys. Comm. 2011. Vol. 182, № 11. P. 2388–2403.
15. Neutral current Drell – Yan with combined QCD and electroweak corrections in the POWHEG BOX / L. Barzè [et al.] // Eur. Phys. J. C. 2013. Vol. 73. P. 2474.
16. One-loop corrections to the Drell – Yan process in SANC / A. Arbuzov [et al.] // Eur. Phys. J. C. 2008. Vol. 54, № 3. P. 451–460.
17. Zykunov V. A. Weak radiative corrections to the Drell – Yan process for large invariant mass of a dilepton pair // Phys. Rev. D. 2007. Vol. 75, № 7. P. 073019.
18. Denner A. Techniques for the Calculation of Electroweak Radiative Corrections at the One-Loop Level and Results for W-physics at LEP 200 // Fortschritte der Physik / Progress of Phys. 1993. Vol. 41, № 4. P. 307–420.
19. 't Hooft G., Veltman M. Regularization and renormalization of gauge fields // Nucl. Phys. B. 1972. Vol. 44, № 1. P. 189–213.
20. Hahn T., Perez-Victoria M. Automated one-loop calculations in four and D dimensions // Comp. Phys. Comm. 1999. Vol. 118, № 2. P. 153–165.

Поступила в редакцию 05.11.2014.

Егор Вячеславович Дыдышко – научный сотрудник лаборатории физики частиц Национального научно-учебного центра физики частиц и высоких энергий БГУ.

Хуан Гильермо Суарес – кандидат физико-математических наук, заведующий лабораторией фундаментальных взаимодействий Национального научно-учебного центра физики частиц и высоких энергий БГУ.

Николай Максимович Шумейко – доктор физико-математических наук, профессор, директор Национального научно-учебного центра физики частиц и высоких энергий БГУ.

УДК 501.508;551.510

С. А. ЛЫСЕНКО, М. М. КУГЕЙКО, В. В. ХОМИЧ

ЛАЗЕРНО-ЛОКАЦИОННЫЕ И НЕФЕЛОМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ РЕСПИРАБЕЛЬНЫХ ЧАСТИЦ АЭРОЗОЛЯ В ГОРОДСКОМ ВОЗДУХЕ

Предложены методы оперативного мониторинга массовых концентраций взвешенных в воздухе частиц (аэрозоля) с диаметрами эквивалентных по объему сфер ≤ 1 мкм, $\leq 2,5$ мкм, ≤ 10 мкм по данным лазерно-локационных и нефелометрических измерений. Методы основаны на регрессионных соотношениях между измеряемыми характеристиками аэрозольного светорассеяния и концентрациями аэрозольных фракций, полученных с использованием модели городского аэрозоля с варьируемыми распределениями частиц по размерам и комплексными показателями преломления частиц. Проведены замкнутые численные эксперименты по оптическому зондированию аэрозоля, демонстрирующие эффективность разработанных методов и их устойчивость к вариациям дисперсного и химического состава исследуемых частиц.

Ключевые слова: аэрозоль; респираторные частицы; массовая концентрация; оптическое зондирование; обратная задача.

We have developed methods for operative monitoring of the mass concentrations of airborne particles (aerosols) with the diameters of equivalent volume sphere ≤ 1 μm , $\leq 2,5$ μm , ≤ 10 μm by means of the lidar and nephelometric measurements which are robust to variations of microphysical parameters of the investigated particles. These methods are based on the regression relations between the